

光学学报

准二维各向同性激光冷却的光场仿真

张孝^{1,3}, 王鑫², 王文丽², 孙远^{2,3}, 刘亮^{1,2*}

¹中国科学院上海光学精密机械研究所航天激光工程部, 上海 201800;

²中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

³中国科学院大学, 北京 100049

摘要 在各向同性激光冷却原子实验中,光场分布是影响冷原子分布的重要因素,可以利用真空腔的结构和激光的注入方式的不同来调控腔内的冷原子分布。本文提出了一种扁平形漫反射腔体结构,并对冷却光的不同注入方式和不同尺寸的腔体结构形成的光场分布进行了仿真。仿真结果表明,与自由空间光入射相比,激光由光纤入射能够获得更均匀的准二维分布的光场,因此可以通过调节光纤的入射角度及光纤参数,实现对光场均匀度的优化。此外,随着腔体边长的等比放大,腔内光功率密度呈负指数衰减。扁平形漫反射腔形状接近二维,在准二维分布的光场和特殊的扁平形腔体结构的作用下,能够获得呈准二维分布的冷原子,在量子传感及量子精密测量领域具有重要的应用前景。

关键词 光场仿真; 漫反射; 准二维光场; 各向同性激光冷却

中图分类号 O439 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231382

1 引言

以激光冷却为代表的冷原子技术深刻地影响了原子物理和量子物理的前沿研究,并在许多方面拥有重要的科学应用,包括原子钟^[1-3]、量子计算^[4]和量子传感^[5]等。各向同性激光冷却作为激光冷却的重要方式之一,相对于磁光陷阱、磁阱等方案,具有简易性、紧凑性和鲁棒性等独特优势^[6-8],例如不需要冷却激光的精确对准、不需要梯度磁场的存在,以及对冷却光的偏振没有要求,使其在量子传感^[9-10]、量子模拟^[11]和原子微波钟^[12-16]等领域得到了广泛的应用。

与磁光陷阱等方案不同的是,各向同性激光冷却对原子没有囚禁作用,因此腔内被冷却的原子密度较低。在各向同性激光冷却实验中,根据实验目的的不同,漫反射腔体也呈现多样化,包括球形腔^[17-19]、圆柱形腔^[6,20-21]、长条形腔^[22]等,而激光注入方式和腔体结构对腔内的光场分布及冷原子分布具有重要的影响。为了改善漫反射腔内冷原子密度的分布,Meng等^[23]在球形腔内提出了使用四束光纤出射的冷却光以一种角度入射进行原子冷却的方案,这种角度注入方案可以冷却更多的处于球中心的原子。此外,Meng等^[21]还在柱形腔内通过将冷却光束放置在腔体端面而非侧面的方式实现了探测区域内冷原子数增加数倍的效果。另外,王秀梅等^[24]提出了在圆柱形腔中,将冷却光的入射方式由单个端面改为由上下端面入射,提高中心轴线

处冷却效率的方法。

准二维分布的冷原子作为各向同性激光冷却中一种具有独特分布形态的冷原子,在原子冷却和量子精密测量等研究领域具有重要的应用前景和价值。为了获得准二维分布的冷原子,本文针对实验中的关键技术进行了研究,即如何获得分布均匀的准二维光场。本文提出了扁平形漫反射腔的腔体结构,并研究了自由空间入射和光纤入射两种不同注入方式对光场分布的影响。在光纤入射方案中,通过改变光纤入射角以探究其对腔内光场分布的影响。此外,还探究了光纤的关键参数即数值孔径和纤芯直径的变化对腔内光场分布的影响。最后,通过改变腔体尺寸,分析了腔内光场分布随腔体尺寸变化的关系。

2 结构模型

2.1 腔体模型

各向同性激光冷却装置存在多种不同的结构形态,这些装置通常由一个真空气室构成,其表面覆盖着高漫反射率的涂层。涂层表面开有若干个通光孔,冷却光与再泵浦光经过合束后,以自由空间或光纤等方式入射到腔内。在某些特殊应用中,一些腔体由金属构成,金属表面具有高漫反射率或采用镀银技术以提高漫反射率^[25],因此不需要额外的漫反射涂层,例如,在积分球原子钟中,金属柱形腔与谐振腔进行了一体化设计^[26]。

收稿日期: 2023-08-09; 修回日期: 2023-10-11; 录用日期: 2023-10-16; 网络首发日期: 2023-11-14

通信作者: *liang.liu@siom.ac.cn

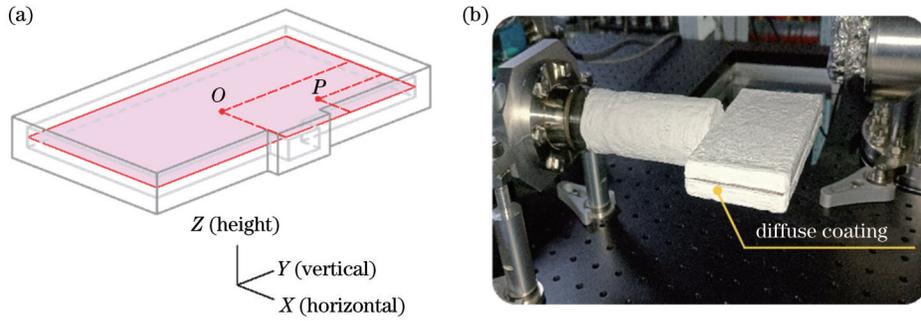


图 1 扁平形漫反射腔。(a)本方案使用的扁平腔模型;(b)扁平形漫反射腔实物图(白色部分为漫反射涂层)

Fig. 1 Diagram of the diffuse cavity schemes. (a) Flat cavity model used in this paper; (b) flat cavity real picture (white part is diffuse reflection coating)

为了获得准二维均匀分布的冷原子,本文采用了一个扁平的腔体结构,如图 1(a)所示。该腔由 3 mm 厚的石英玻璃拼接而成,内部尺寸(长×宽×高)为 50 mm×100 mm×6 mm。图中浅色线框表示扁平腔的内部空间,深色线框表示真空腔的外壁。腔体的一侧有一个矩形通孔,用于连接真空系统,腔体外壁均匀涂抹厚度约为 2 mm 的漫反射率大于 98% 的涂层[图 1(a)中未显示],通光孔的位置和大小根据入射光的位置和需求进行设置。仿真中,将腔体的材质设置为石英玻璃,基于 ABg 模型选择双向反射分布函数(BRDF)求解并定义腔体表面漫反射涂层属性^[27-28]。

2.2 注入光设置

在各向同性激光冷却原子实验中,为了进行原子

的冷却,使用了冷却光和再泵浦光,这两种不同频率的光经过合束后进入扁平腔内。为了探究光束以不同方式入射对腔内光场分布的影响,对 9 种不同的入射方案进行了模拟,如图 2 所示。

方案 A~E 为光纤入射,具体方式如下:A 方案使用四束光纤 A_1 、 A_2 、 A_3 、 A_4 ,从腔体的长边侧面以 45° 角朝向腔内四分之一中心处入射[其中一处为图 1(a)中的点 P];B 方案将四束光纤 B_1 、 B_2 、 B_3 、 B_4 放置在腔体的短边侧面,垂直朝向腔内四分之一中心处入射,如图 2(a)所示。C 方案中四束光纤 C_1 、 C_2 、 C_3 、 C_4 从底面入射,入射位置为腔内四分之一中心处;D 方案中四束光纤 D_1 、 D_2 、 D_3 、 D_4 更加靠近腔体边缘,如图 2(b)所示。E 方案为四束光纤 E_1 、 E_2 、 E_3 、 E_4 从一个侧面等距水平入

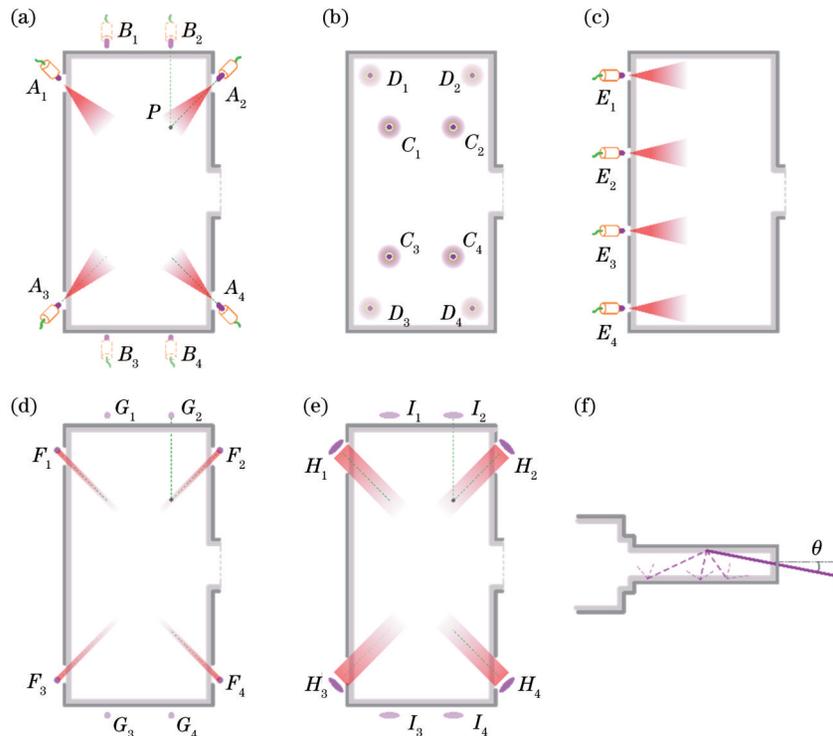


图 2 采用不同方式入射的方案。(a)方案 A 和方案 B;(b)方案 C 和方案 D;(c)方案 E;(d)方案 F 和方案 G;(e)方案 H 和方案 I;(f)方案 G 与方案 I 的光束入射时以 θ 角向 Z 轴方向偏转

Fig. 2 Different modes of incident light scheme. (a) Scheme A and B; (b) scheme C and D; (c) scheme E; (d) scheme F and G; (e) scheme H and I; (f) deflection of the beam incident at θ angle towards the Z axis

射,如图 2(c)所示。

以上方案中所使用的光纤均为多模光纤,光纤参数如下:纤芯直径 $\Phi=105\ \mu\text{m}$ 、数值孔径(NA)为 0.22,对应仿真中光束的初始光斑直径为 $105\ \mu\text{m}$,发散半角约为 12.7° 。此外,在后文中还比较了其他常用的不同型号的光纤对光场分布的影响。在以上方案中,合束后的每束光束的功率均设置为 $100\ \text{mW}$,涂层上供激光入射的通光孔直径均为 $3\ \text{mm}$ 。

方案 F~I 为空间光入射,具体方式如下:F 方案使用四束自由空间传播的圆形高斯光束 F_1, F_2, F_3, F_4 ,光腰半径为 $1\ \text{mm}$,入射位置和方向与方案 A 相同。G 方案使用四束自由空间传播的圆形高斯光束 G_1, G_2, G_3, G_4 ,光腰半径为 $1\ \text{mm}$,入射位置与方案 B 相同,入射角度向上(Z 轴正方向)倾斜 θ 角约 8.5° ,这是为了防止以水平方向入射时,光束会直接从对面的通光孔射出。这两种方案中涂层上的通光孔直径为 $3\ \text{mm}$,如图 2(d)所示。H 方案使用四束椭圆光束 H_1, H_2, H_3, H_4 ,椭圆光斑的长轴与短轴的光腰半径分别为 $4\ \text{mm}$ 和 $1\ \text{mm}$,入射位置和角度与方案 F 相同,涂层上的通光孔为 $8\ \text{mm}\times 3\ \text{mm}$ 的椭圆孔。I 方案使用四束椭圆光束 I_1, I_2, I_3, I_4 ,椭圆光斑的长轴与短轴的光腰半径分别为 $4\ \text{mm}$ 和 $1\ \text{mm}$,涂层开孔为 $12\ \text{mm}\times 3\ \text{mm}$ 的椭圆孔,入射位置和角度与方案 G 相同,如图 2(e)所示。

2.3 光场分布特征提取方法

为了获得腔内各点的光功率密度分布情况,本文在腔体的 XY 平面内设置了一个提取面,如图 3 所示。基于建模、定义模型参数及入射光源的建立,来模拟和仿真漫反射腔内光学散射特性。通过追踪光源发出的光线,获得提取面上各点处的光功率密度分布^[27-28]。为了更全面地了解光场的均匀性,除了原始的 $50\ \text{mm}\times 100\ \text{mm}$ 的完整区域外,在提取面上设置以 O 点为中心的 $50\ \text{mm}\times 50\ \text{mm}$ 区域和 $30\ \text{mm}\times 30\ \text{mm}$ 区域,这些区域用于检测腔体中心小范围区域的光场均匀性,通过提取面的光功率密度分布二维矩阵的标准偏差来表征光场的均匀性。此外,还对提取面水平中心轴线(横向实线)与垂直中心轴线(纵向实线)上的光功率密度分布进行了描述。

3 分析与讨论

3.1 仿真结果

对方案 A~I 进行光场分布仿真,光场的光功率密度分布结果如图 4 所示。

在方案 A 和 B 中,光纤从侧面入射,结果如图 4(a)、(b)所示。在方案 A 中,出现了几处光功率密度较强的区域,这是由于光纤朝这些区域入射并在此发生了初始散射。腔体左侧中心区域与右侧中心区域的光场出现不对称的情况,是因为腔体右侧连接了真空系统,破坏了光场的对称性。方案 B 的光场整体上具有较好的均匀性,但是腔体中心区域的光功率密度存在

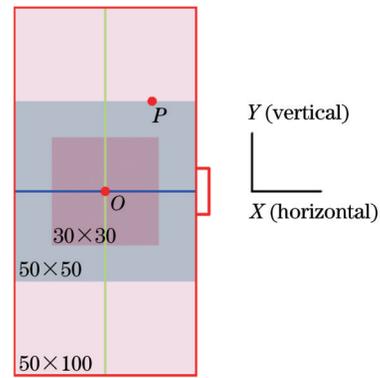


图 3 光功率密度分布特征提取面

Fig. 3 Optical power density distribution feature extraction surface

一定起伏。

在方案 C 和 D 中,光纤从底面入射,如图 4(c)、(d)所示。在方案 C 中,光纤附近的区域光功率密度已经远远超过 $500\ \text{W}\cdot\text{m}^{-2}$,并在入射中心处达到 $15000\ \text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ 。然而,在腔体中心区域的小范围内,光场分布相对均匀。方案 D 的光源更靠近边缘,因此在中心小范围内相较于方案 C 具有更高的光场均匀性,但是显然光功率密度均值更低。

在方案 E 中,由光纤入射的一侧区域有较弱的光功率密度,而在另一侧则呈现较强的光功率密度,如图 4(e)所示。这是光束在传播过程中发散所导致的,因此,这种单向的入射方式会对实现均匀光场产生不利影响。

在方案 F 与方案 H 中,以其中一束光为例,光以 45° 由右上方入射并照射到左下角的侧面上,在涂层的漫反射作用下,腔体侧面形成四个光功率密度较强的区域,如图 4(f)、(h)所示。

在方案 G 和方案 I 中,这两种方案都有明显的光功率密度较高的区域,这是因为以一定倾斜角度(偏向 Z 轴)入射的光束经过第一次漫反射之后仍然在该附近有较强的光场,并再次进行传播,产生光功率密度较高的区域,因此形成了多个光场较强的区域,如图 4(g)、(i)所示。

为了详细描述光场分布特性,本文计算了不同方案在不同区域范围内光功率密度的均值及标准差。根据表 1 的结果,方案 B 在 $50\ \text{mm}\times 100\ \text{mm}$ 区域具有较好的光场平整度,而方案 D 在 $50\ \text{mm}\times 50\ \text{mm}$ 区域和 $30\ \text{mm}\times 30\ \text{mm}$ 区域内具有更高的平整度。然而,方案 D 的平均光功率密度相比较低,其中,在 $30\ \text{mm}\times 30\ \text{mm}$ 区域内的均值只能达到方案 B 的 47.23%。

3.2 入射角度对光场分布的影响

为了研究光纤入射角度对光场分布的影响,基于方案 B 对光纤的入射角度进行微小的偏转,图 5 展示了光纤出射方向朝不同方向偏转不同角度的结果,其中,当 θ 为正值时,表示四束光纤入射方向朝腔体中心

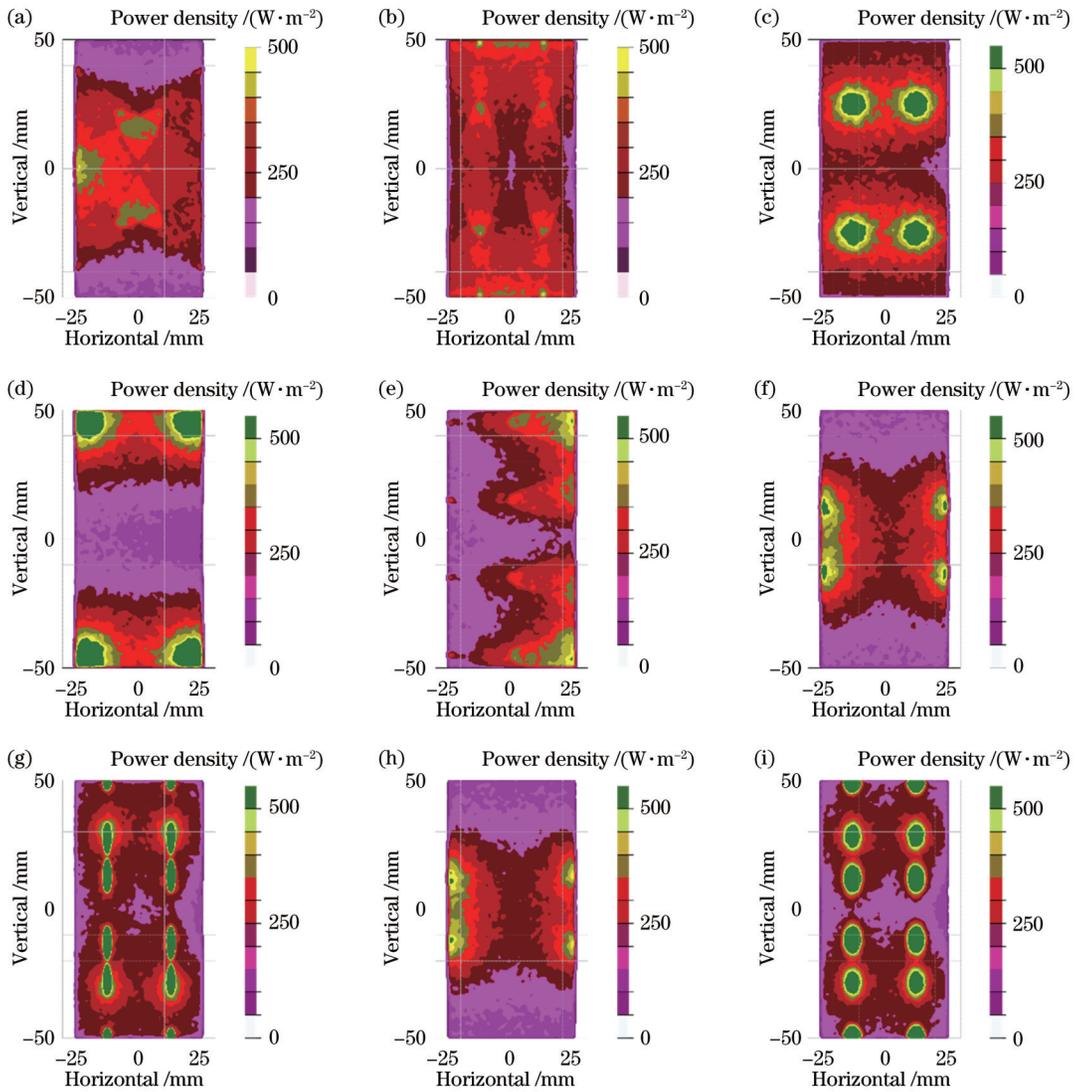


图 4 采用不同光注入方式的光场仿真结果。(a)~(i)方案 A~I

Fig. 4 Simulation results of light field with different injection modes. (a)-(i) Scheme A-I

表 1 不同方案下不同提取面的光场分布参数

Table 1 Optical field distribution at different extraction surfaces under various schemes

unit: $W \cdot m^{-2}$

Scheme	50 mm × 100 mm		50 mm × 50 mm		30 mm × 30 mm	
	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation
A	242.62	68.99	297.82	41.80	304.64	25.89
B	268.83	39.84	248.85	37.38	245.66	24.39
C	376.91	824.29	354.01	645.32	255.78	23.59
D	344.09	843.94	166.45	27.22	150.40	11.52
E	237.61	71.29	219.93	56.51	206.57	37.94
F	233.63	78.44	293.65	66.91	264.12	23.01
G	296.37	276.59	294.53	320.41	358.18	451.71
H	220.86	74.27	277.79	62.45	249.77	22.42
I	286.92	190.68	279.14	186.24	336.39	266.88

偏转,当 θ 为负值时,表示四束光纤入射方向朝偏离腔体中心的方向偏转。

由图 5 可知,当光纤的入射角度发生偏转时,腔内光功率密度也会随之发生变化。为了比较光场分布的

变化,本文计算了光纤出射方向偏转不同角度下的光功率密度参数,如表 2 所示。对比偏转 3° 前后的光场分布数据,50 mm × 100 mm、50 mm × 50 mm 和 30 mm × 30 mm 提取面的平均值由 268.83、248.85、

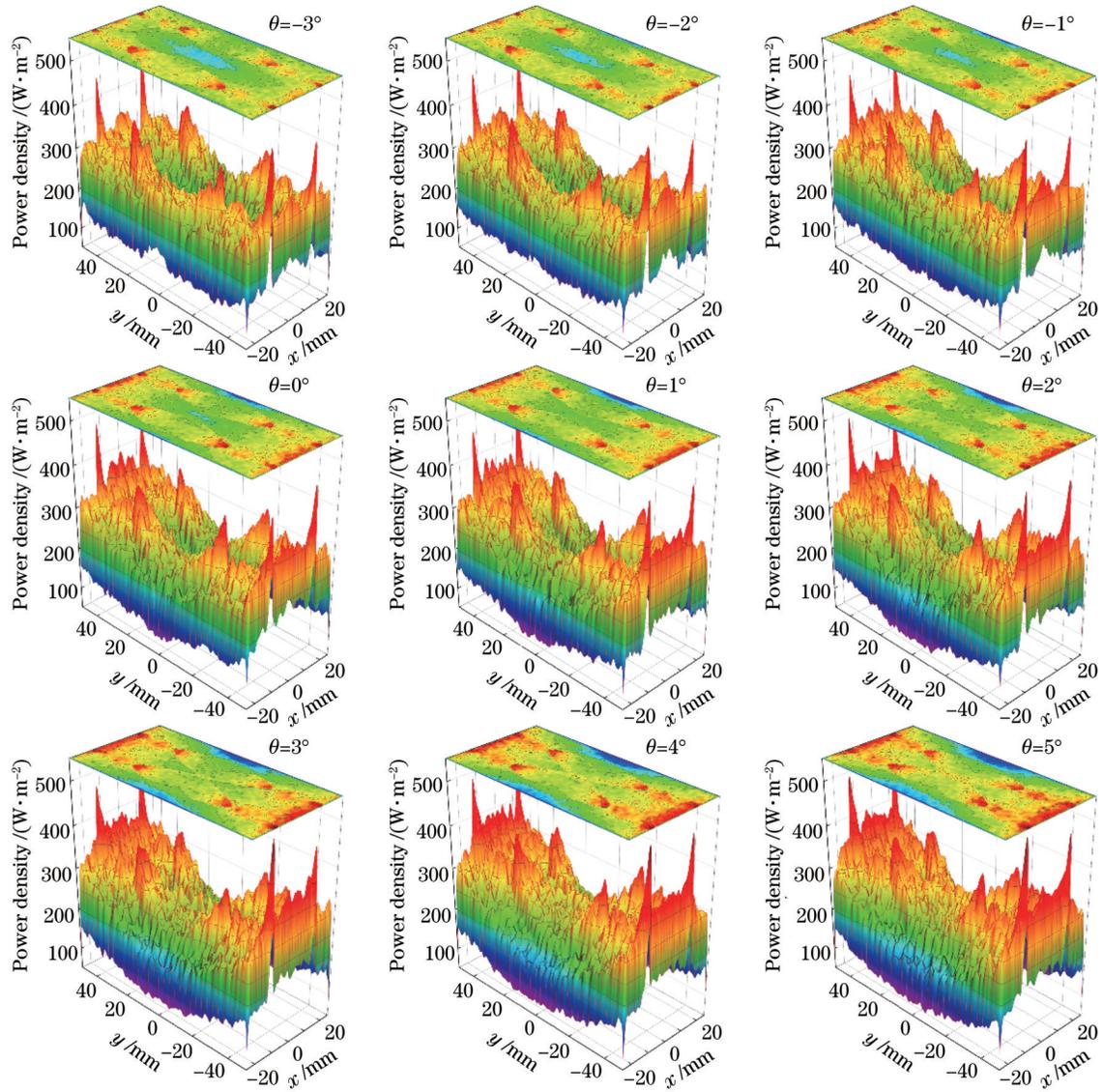


图 5 基于方案 B, 四束光纤偏转不同角度的光功率密度分布

Fig. 5 Optical power density distributions with different optical fibers angles based on scheme B

表 2 改变光纤偏转角度时光场分布

Table 2 Optical field distribution of different optical fibers angles

unit: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$

Deflection angle / ($^{\circ}$)	50 mm \times 100 mm		50 mm \times 50 mm		30 mm \times 30 mm	
	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation
-3	262.40	36.58	250.87	39.87	231.67	34.82
-2	264.81	36.00	251.14	37.47	236.92	31.89
-1	266.59	37.66	249.24	36.51	240.46	28.70
0	268.83	39.84	248.85	37.38	245.66	24.39
1	268.41	41.92	247.06	38.58	249.93	19.30
2	268.66	44.79	245.44	41.18	253.89	15.17
3	269.86	48.72	244.71	44.89	258.85	13.88
4	271.10	52.55	245.48	50.01	265.24	16.43
5	272.11	55.27	246.67	54.31	271.98	19.28

245.66 变为 269.86、244.71、258.85, 标准偏差由之前的 39.84、37.38、24.39 变为 48.72、44.89、13.88。可以看出, 在腔体中心 30 mm \times 30 mm 区域内的光场分

布, 入射光经过旋转之后, 光功率密度均值和平整度都有明显的改善。

然而, 随着光纤向腔体中心的偏转角度继续增加

(θ 为正), 腔体中心区域的光功率密度相对于周围位置会有所增加, 而随着光纤偏离腔体中心的偏转角度持续增加 (θ 为负), 腔体中心区域的光功率密度相对于周围位置会有所下降, 以上两种情况对整个平面的光场均匀性都会产生不利影响。因此, 合理地偏转光纤的入射角度, 在一定程度上能改善光场的均匀性, 但需注意应避免过大的偏转角度, 以维持光场分布均匀。

3.3 光纤参数对光场分布的影响

此外, 在方案 B 的基础上, 本文参考了几种常见的商用多模光纤参数, 并研究了不同光纤的数值孔径及纤芯直径 (Φ) 对光场分布的影响。

在设置拟合参数时, 光源的初始光斑直径由纤芯直径确定, 发散角根据多模光纤的数值孔径来确定, 数值孔径与发散角由下式近似计算

$$NA = \sin \theta_{MM}, \quad (1)$$

式中: θ_{MM} 为光纤出射光的发射半角。

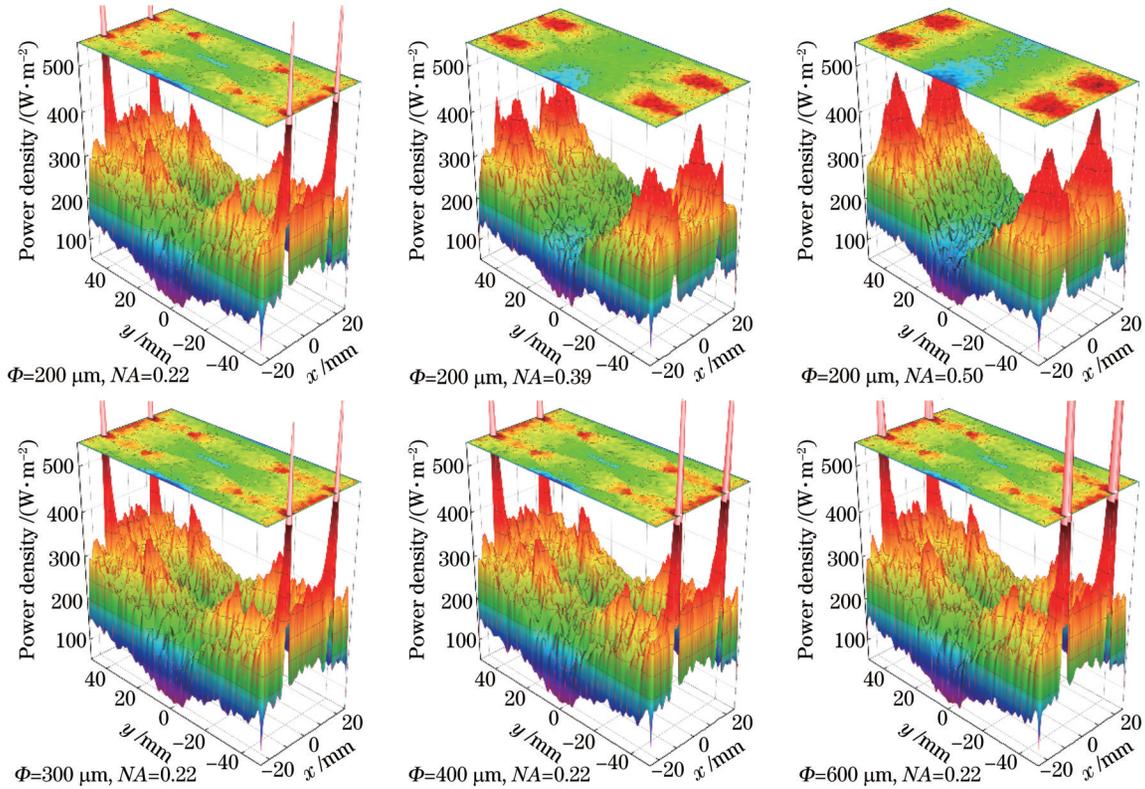


图 6 基于方案 B, 使用不同参数的光功率密度分布

Fig. 6 Optical power density distributions with different fiber parameters based on scheme B

如图 6 所示, 由相同数值孔径但不同纤芯直径的光纤出射的光束, 对光功率密度分布的影响较小。表 3 结果显示, 在保持数值孔径为 0.22 不变时, 改变纤芯直径并没有明显使腔内不同区域的光场分布产生变化。当增大数值孔径, 也即等同于增大光纤出光的发散角时, 光场均匀性产生了显著的影响, 在保持纤芯直

径为 200 μm 不变时, 将数值孔径由 0.22 增大到 0.50, 30 mm \times 30 mm 区域内的光场的功率密度标准差由 24.65 降低到 12.77。以上结果表明, 数值孔径的变化能够显著改变光场的均匀性, 而纤芯直径的变化对光场分布影响较小, 因此, 选择合适参数的光纤对改善光场的均匀性有着至关重要的作用。

表 3 改变光纤参数时光场分布

Table 3 Optical field distribution of different fiber parameters.

unit: $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$

Parameter	50 mm \times 100 mm		50 mm \times 50 mm		30 mm \times 30 mm	
	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation	Mean	Standard deviation
$\Phi=200 \mu\text{m}, NA=0.22$	270.01	42.74	248.96	37.39	245.56	24.65
$\Phi=200 \mu\text{m}, NA=0.39$	269.15	52.39	230.99	25.54	222.81	13.65
$\Phi=200 \mu\text{m}, NA=0.50$	270.75	67.22	216.78	28.09	204.36	12.77
$\Phi=300 \mu\text{m}, NA=0.22$	271.22	46.76	249.16	37.48	245.61	24.79
$\Phi=400 \mu\text{m}, NA=0.22$	272.65	51.31	249.72	37.56	246.53	24.43
$\Phi=600 \mu\text{m}, NA=0.22$	275.24	63.45	249.99	37.52	246.99	24.86

3.4 腔体结构对光场分布的影响

除了激光注入方式对腔内光场起到显著影响之外,腔体的尺寸结构也会在很大程度上影响光场分布特性。特别地,各向同性激光冷却无法有效地囚禁冷原子,冷原子的自由活动范围主要受限于腔体的结构。

调整腔体结构,保持腔体的长度和宽度不变,但增加了腔体的高度。光纤入射位置与方案B在X和Y方向上相同,在Z轴方向上仍处于中心位置。如图7所示,随着腔体高度的增加,腔内整体的光功率密度分布呈现明显的降低趋势。同时,腔内的光功率分布的均

匀性显著提高。特别地,腔体中心区域光功率密度分布出现凹陷和凸起的现象逐渐消失,整体呈现出更加平缓的趋势。因此,调整腔体的尺寸比例也可以有效地调控光场的功率密度分布。

选取腔体中心[图1(a)中O点]和四分之一处[图1(a)中P点]的光功率密度,如图8(a)、(b)所示,当只增加腔体高度并在高度适当的情况下,由于结构的改变,光场分布得到了优化,局部点的光功率密度甚至会增强。显然地,当高度增加时,腔内整体的光功率密度分布会呈现降低趋势。

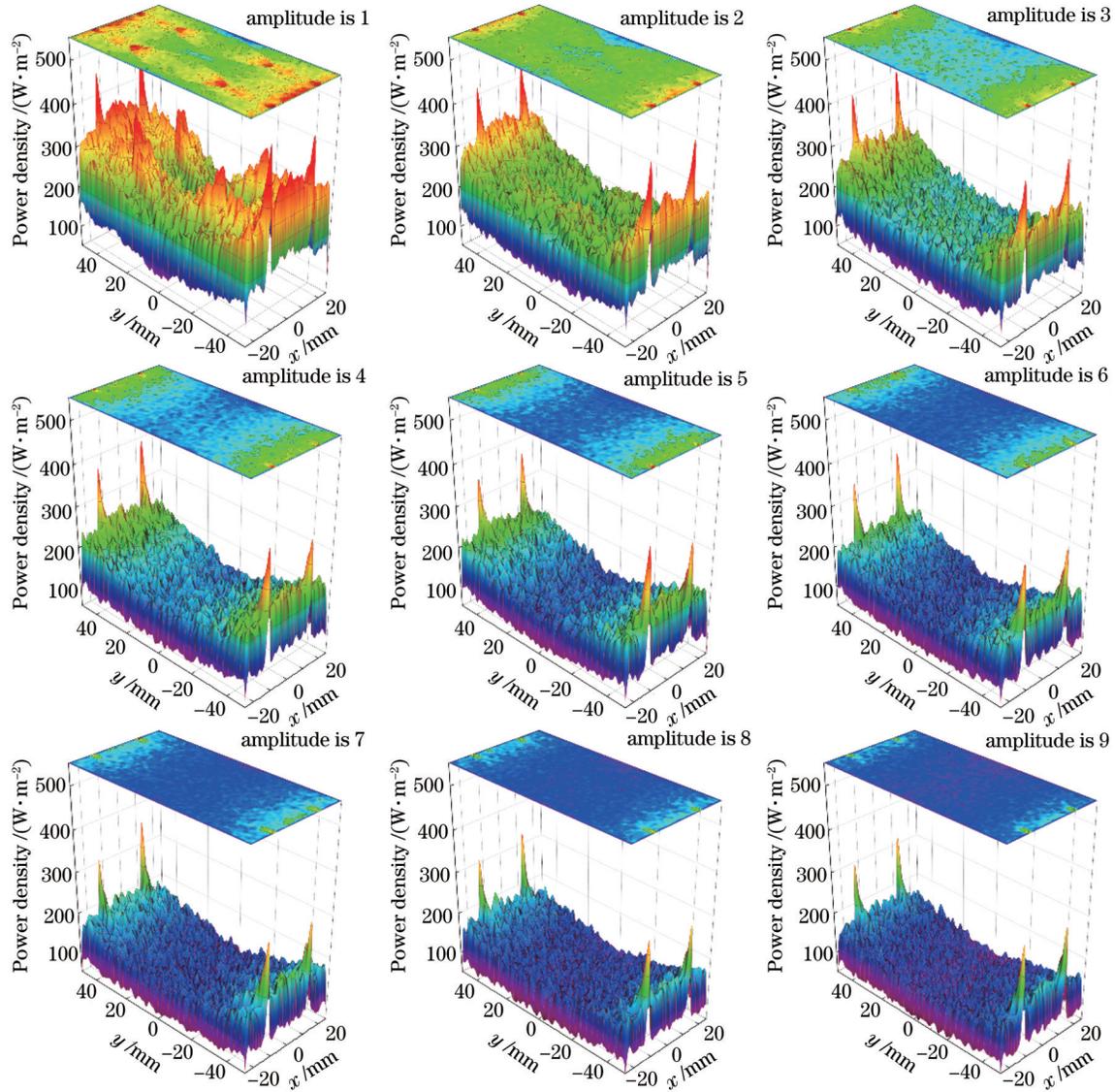


图7 基于方案B,改变漫反射腔体的高度时光功率密度分布变化

Fig. 7 Power density distribution of different diffused reflection cavity height based on scheme B

同时,对腔体的整体尺寸等比放大的情况进行研究,将腔体的长、宽、高三者的边长同时扩大至 N 倍($N=2,3,\dots,9$,同时记作 $\sqrt[3]{V_{\text{amp}}/V_{\text{basic}}}$)。此时,光纤入射位置随腔体尺寸变换而改变,相对位置比例保持不变。图9展示了相应的仿真结果,选取水平提取线与垂直提取线上的光功率密度分布,可以看出,光场分

布趋势没有发生变化,但是随着腔体边长等比放大,腔体内各处的光功率密度发生了快速衰减。

为了研究腔体体积放大与腔内光场分布之间的关系,选取腔体中心[图1(a)中O点]及四分之一处[图1(a)中P点]的光功率密度进行分析,如图8(c)、(d)所示。根据参考文献[29],球形漫反射腔内能量密度 u

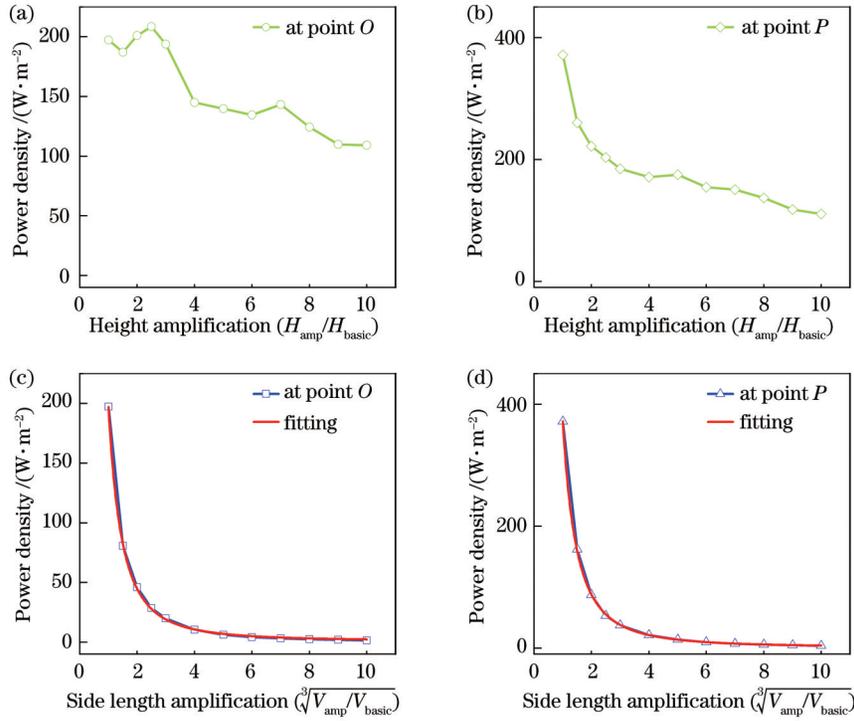


图 8 基于方案 B, 改变漫反射腔体的高度和体积时腔体中心功率密度变化

Fig. 8 Power density changes when height and volume of the cavity are changed based on scheme B

与腔体半径 r 呈负二次幂关系, 即 $u \propto 1/r^2$ 。观察扁平腔内光功率密度与腔体边长的放大倍数之间的关系, 对数据进行幂函数拟合。

在点 O 处的光功率密度为

$$D_o = 196.01x^{-2.17} \quad (2)$$

在点 P 处的光功率密度为

$$D_p = 370.93x^{-2.10} \quad (3)$$

式(2)、(3)中, 自变量 x 表示腔体边长相对于初始方案中边长的放大倍数, 通过拟合结果显示, 两个提取点的确定系数 R 平方都达到 99.9% 以上, 这说明拟合模型具有较高的准确性。随着腔体边长放大倍数的增加, 腔内光功率密度呈幂指数衰减, 由于腔体形状的差

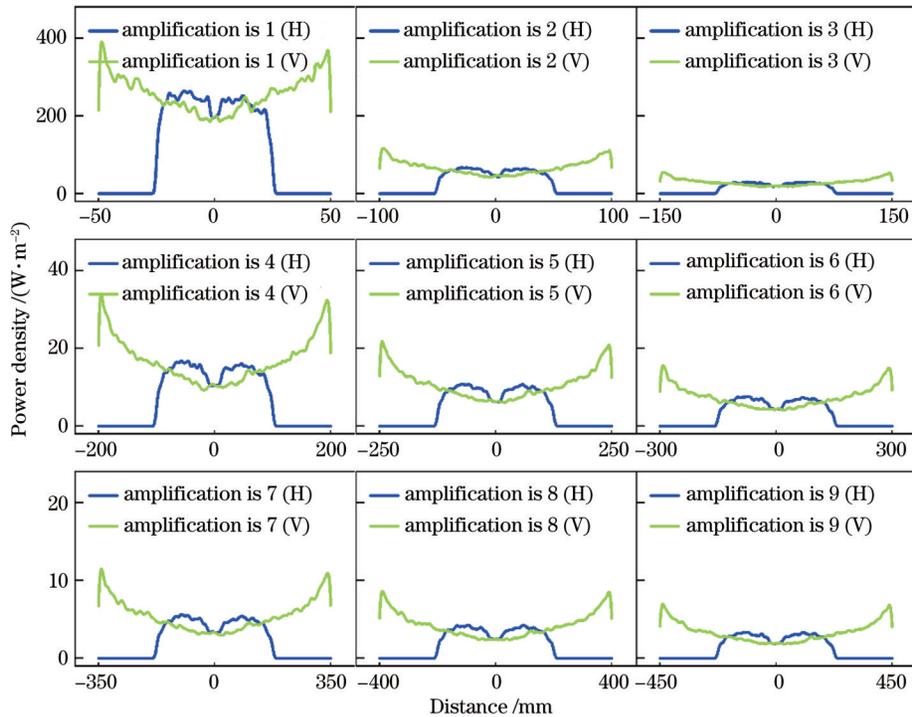


图 9 基于方案 B, 改变漫反射腔体的整体体积时功率分布变化

Fig. 9 Power density distribution of different diffused reflection cavity volumes based on scheme B

异、腔体表面存在通光孔和连接孔等,使拟合的幂指数与理论中的负二次幂存在差异。由此可知,在相同的光功率密度要求下,随着腔体体积的增大,对入射的冷却光的功率需求会显著提高,另外,在设计腔体时,还需要考虑腔体体积的大小。

4 结 论

在扁平形漫反射腔中获得准二维分布的冷原子的实验中,关键问题是实现光功率密度分布均匀的光场。本文对不同冷却光入射方案进行了仿真,与自由空间光入射方案相比,使用光纤入射能够获得更高平整度的光场分布。通过对光纤入射角度的调节,能够将部分区域内的光场平整度进行优化。此外,光纤的数值孔径对光场均匀性具有明显的影响,光纤的数值孔径和纤芯直径决定了初始入射光的光束直径及发散角,选择合适参数的光纤,可以将局部区域内光场平整度调高。随着腔体体积的增大,腔内光功率密度呈负幂指数下降趋势。这些仿真结果对于实现准二维、高平整度的光场分布提供了指导意义,同时也阐述了在各向同性激光冷却中光场分布随腔体尺寸变化之间的关系。

参 考 文 献

- [1] Lv D S, Ren W, Sun Y, et al. Characterization of laser cooling in microgravity via long-term operations in TianGong-2 space lab [J]. *National Science Review*, 2023, 10(4): nwac180.
- [2] Ohmae N, Takamoto M, Takahashi Y, et al. Transportable strontium optical lattice clocks operated outside laboratory at the level of 10⁻¹⁸ uncertainty[J]. *Advanced Quantum Technologies*, 2021, 4(8): 2100015.
- [3] 屈求智,汪斌,吕德胜,等.空间冷原子钟原理样机地面测试结果[J]. *中国激光*, 2015, 42(9): 0902006.
Qu Q Z, Wang B, Lü D S, et al. Principle and progress of cold atom clock in space[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(9): 0902006.
- [4] Yang B, Sun H, Huang C J, et al. Cooling and entangling ultracold atoms in optical lattices[J]. *Science*, 2020, 369(6503): 550-553.
- [5] Tino G M. Testing gravity with cold atom interferometry: results and prospects[J]. *Quantum Science and Technology*, 2021, 6(2): 024014.
- [6] Liu P, Meng Y L, Wan J Y, et al. Scheme for a compact cold-atom clock based on diffuse laser cooling in a cylindrical cavity [J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 062101.
- [7] Langlois M, De Sarlo L, Holleville D, et al. Compact cold-atom clock for onboard timebase: tests in reduced gravity[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 10(6): 064007.
- [8] 张文卓,成华东,马红玉,等.各向同性光场对原子束的分步减速[J]. *光学学报*, 2007, 27(8): 1366-1370.
Zhang W Z, Cheng H D, Ma H Y, et al. Scheme of stepped slowing Rb atomic beams by isotropic laser light[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(8): 1366-1370.
- [9] Wang Y N, Meng Y L, Wan J Y, et al. Optical-plus-microwave pumping in a magnetically insensitive state of cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2018, 97(2): 023421.
- [10] Wang X, Sun Y, Liu L. Characterization of isotropic laser cooling for application in quantum sensing[J]. *Optics Express*, 2021, 29(26): 43435-43444.
- [11] Wang X, Sun Y, Liu L. Realizing fast temperature measurement and simulating Maxwell's demon with nearly nondestructive detection in cold atoms[J]. *Photonics Research*, 2022, 10(8): 1947.
- [12] Esnault F X, Rossetto N, Holleville D, et al. HORACE: a compact cold atom clock for Galileo[J]. *Advances in Space Research*, 2011, 47(5): 854-858.
- [13] Zheng B C, Cheng H D, Meng Y L, et al. Development of an integrating sphere cold atom clock[J]. *Chinese Physics Letters*, 2013, 30(12): 123701.
- [14] Esnault F X, Holleville D, Rossetto N, et al. High-stability compact atomic clock based on isotropic laser cooling[J]. *Physical Review A*, 2010, 82(3): 033436.
- [15] Yu M Y, Meng Y L, Ye M F, et al. Development of the integrated integrating sphere cold atom clock[J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(7): 070602.
- [16] 刘鹏,成华东,孟艳玲,等.积分球冷原子钟相位调制 Ramsey 条纹研究[J]. *中国激光*, 2016, 43(11): 1112001.
Liu P, Cheng H D, Meng Y L, et al. Research on phase modulation of Ramsey fringes in integrating sphere cold atom clocks[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(11): 1112001.
- [17] Cheng H D, Zhang W Z, Ma H Y, et al. Laser cooling of rubidium atoms from background vapor in diffuse light[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(2): 023407.
- [18] Wang X C, Cheng H D, Xiao L, et al. Measurement of spatial distribution of cold atoms in an integrating sphere[J]. *Chinese Physics Letters*, 2012, 29(2): 023701.
- [19] Wang X C, Cheng H D, Xiao L, et al. Laser cooling of rubidium 85 atoms in integrating sphere[J]. *Chinese Optics Letters*, 2012, 10(8): 080201.
- [20] Wang X, Sun Y, Cheng H D, et al. Nearly nondestructive thermometry of labeled cold atoms and application to isotropic laser cooling[J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(2): 024030.
- [21] Meng Y L, Cheng H D, Zheng B C, et al. Controlling the shape of a cold atom cloud in a cylindrical cavity[J]. *Chinese Physics Letters*, 2013, 30(6): 063701.
- [22] Wan J Y, Wang X, Zhang X, et al. Quasi-one-dimensional diffuse laser cooling of atoms[J]. *Physical Review A*, 2022, 105(3): 033110.
- [23] Meng Y L, Cheng H D, Liu P, et al. Increasing the cold atom density in an integrating spherical cavity[J]. *Physics Letters A*, 2014, 378(30/31): 2034-2037.
- [24] 王秀梅,周铁中,张程源,等.一种高效漫反射激光冷却微波腔设计研究[C]//第十一届中国卫星导航年会论文集.北京:中国卫星导航年会,2020:46-51.
Wang X M, Zhou T Z, Zhang C Y, et al. The simulation on cylindrical microwave cavity with high efficiency of diffuse laser cooling[C]//Proceedings of the 11th China Satellite Navigation Annual Conference. Beijing: China Satellite Navigation Conference, 2020: 46-51.
- [25] 孟艳玲,郑本昌,刘鹏,等.微波腔镀银实现漫反射冷却的实验研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(9): 0902001.
Meng Y L, Zheng B C, Liu P, et al. Experiment studies on the diffuse light cooling by using silver plated microwave cavity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(9): 0902001.
- [26] 孟艳玲,高源慈,郑本昌,等.积分球与微波腔一体化装置的研制[J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0918001.
Meng Y L, Gao Y C, Zheng B C, et al. Design for the integration of integrating sphere and microwave cavity[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(9): 0918001.
- [27] 孙成明,赵飞,张泽.基于 TracePro 的空间目标光学散射特性建模与仿真[J]. *光子学报*, 2014, 43(11): 1122003.
Sun C M, Zhao F, Zhang Z. Modeling and simulation of space object optical scattering characteristics using TracePro[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2014, 43(11): 1122003.
- [28] Lambda Research Corporation. TracePro user's manual[EB/OL]. [2023-05-30]. <https://lambdaresfiles.com/>

Design and Simulation of Optical Field in Quasi-Two-Dimensional Isotropic Laser Cooling

Zhang Xiao^{1,3}, Wang Xin², Wang Wenli², Sun Yuan^{2,3}, Liu Liang^{1,2*}

¹Space Laser Engineering Department, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²CAS Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective Isotropic laser cooling is regarded as one of the crucial laser cooling techniques because of its distinctive benefits including simplicity, compactness, and robustness. It has been extensively applied in areas including atomic microwave clocks, quantum simulation, and quantum sensing. As a distinct distribution type of cold atoms in isotropic laser cooling, cold atoms with quasi-two-dimensional distributions have significant applications and usefulness in fields of study, including atomic cooling and quantum precision measurement. Isotropic laser cooling does not restrict atoms, different from techniques like magneto-optical traps. The distributions of the optical field and the cold atoms inside the cavity are significantly influenced by the laser injection methodology and cavity design. To obtain cold atoms with a quasi-two-dimensional distribution, one must effectively establish a uniformly distributed quasi-two-dimensional optical field in a flat cavity. In order to get a uniform optical field, we explore the impact of various incident optical field parameters on the optical field distribution using optical simulations to study how to produce a quasi-two-dimensional optical field distribution.

Methods The main method for creating a nearly two-dimensional optical field in a flat cavity is the subject of this study. We propose a flat diffusion cavity-based cavity structure for the first time. It models the effects of two alternative injection techniques, namely free-space injection and optical fiber injection, on the optical field distribution using optical simulation software. Using the optical fiber injection technique as a foundation, we explore how changing the angle of injection affects the way the light field is distributed inside the cavity. We also investigate the distribution of the optical field inside the cavity as a function of important optical fiber characteristics, particularly the numerical aperture and core diameter. Finally, we investigate the relationship between differences in the optical field distribution inside the cavity and variations in cavity diameters, and this demonstrates that by adjusting these factors, we may significantly improve the optical field's homogeneity.

Results and Discussions The simulation results show that the optical fiber injection method is superior to the free-space optical injection strategy in producing a homogeneous optical field within the flat diffuse-reflectance cavity (Fig. 4). Furthermore, by modifying particular parameters, the optical field may be optimized. The homogeneity of the optical field is improved to some extent when the angle of incidence of the optical fiber rotates within reasonable bounds. To keep a uniform optical field distribution, it is crucial to prevent large angle variations (Fig. 5). While changes in core diameter have relatively little influence on the optical field distribution, variations in numerical aperture have a large impact on the uniformity of the optical field (Fig. 6). As a result, choosing an optical fiber with the right specifications is essential for improving the homogeneity of the optical field. Due to structural modifications, increasing the cavity height while keeping the proper height enhances the optical field dispersion. Sometimes, it even improves the optical power density at particular locations. The optical power density distribution within the cavity, however, shows a declining tendency with an overall rise in height (Fig. 7). With a rising side length scaling factor, the optical power density inside the cavity displays a negative power-law relationship decrease pattern. The power consumption for the incident cooling light therefore grows dramatically as the cavity volume expands, even with the same optical power density requirements (Fig. 8).

Conclusions Establishing a uniform optical power density distribution is a difficult point in studies designed to achieve a quasi-two-dimensional distribution of cold atoms within a flat diffuse-reflectance cavity. We simulate several cooling light injection strategies. When optical fiber injection is utilized instead of free-space optical injection, the optical field

distribution is more uniform. The flatness of the optical field can be optimized within particular locations by adjusting the angle of incidence of the optical cable. The optical field's homogeneity is also strongly impacted by the optical fiber's numerical aperture. The initial beam diameter and divergence angle of the incident light are both determined by the numerical aperture and core diameter of the optical fiber. The flatness of the optical field can be improved within certain geographic areas by using optical fibers with the right characteristics. The optical power density inside the cavity shows a negative exponential drop trend as the cavity volume grows. These simulation findings offer helpful pointers for attaining a very homogeneous and quasi-two-dimensional optical field distribution. They also clarify the connection between variations in cavity size and the optical field distribution in the context of isotropic laser cooling.

Key words optical field simulation; diffuse reflection; quasi-two-dimensional optical field; isotropic laser cooling